

乱流における 90° 対向型分岐管内の流動機構

(数値解析結果と実験結果との比較)

嵩 哲夫, 大久保由美子, 小林美幸

Turbulent Flow Mechanism in a 90° Miter-Tee

(A Comparison with Numerical and Experimental Results)

Tetsuo SUU, Yumiko OKUBO and Miyuki KOBAYASHI

1 緒言

対向型分岐管は工学的に重要であり、かつ、そこにおける流れは動脈内において生ずる疾病の好発部位との関連において最近注目されている。

著者らは、前報^[1]において、流路が二次元で流れが定常かつ乱流の場合の 90° 対向型管内の流れを、乱流エネルギー k とその逸散 ε に注目したいわゆる k - ε 二方程式モデルを用い、Navier-Stokes の方程式を不均等格子により差分近似し、風上差分法を用いて数値計算した結果を報告した。その結果、若干の知見を得ることができた。本報においては、実験結果と前報で得られた計算結果を比較検討したので、その結果を報告する。

2 k - ε 二方程式モデルによる数値解析

2.1 数値解析の概要

図 1 に本研究で対象とする二次元分岐管路を示す。分岐角度 θ_m は 90° で、断面積比は m である。 m は A_1^*/A^* で定義され、 A_1^* および A^* はそれぞれ本管および支管の断面積である。以後、添え字 1, 2 または 3 は図 1 に示す管路部分を、また、記号 AA は本管上流を、CC と BB は支管下流を、D および F はそれぞれ壁面 AB および AH の延長線と壁面 CG との交点を、E は主管軸と壁面 CG との交点を表すものとする。通常、支管幅は $h_2^*=h_3^*$ であり、ここではこれを h^* で表す。さらに、B を座標軸の原点として、AD に沿って x 軸を、CG に沿って y 軸を定めるものとする。また、各管路部分における流れの平均速度と流量を u_i^* と Q_i^* で表す。分流線 ASt—本管上流 AA からの流れを支管 CC および GG に分かつ線—の下流端は壁面 CG 上にあってせき止め点であるが、ここではこれを St で表す。なお、本・支管接合部 H から剥離した流れの支管壁面 HG 上の再付着点を R_{p3} で表すものとする。計算で対象とした流路範囲は前報^[1]に示した。

いま、取り扱いの便宜上、基準長さおよび基準流速として h_1^* および u_1^* をとり、つぎの無次元量を定義する。ただし、 ρ^* および ν^* は流体の密度および動粘度であり、有次元量には “*” を付与してこれを示す。

$$k = \frac{k^*}{u_1^{*2}}, \quad \tilde{p} = \frac{\tilde{p}^*}{\rho^* u_1^{*2}}, \quad \tilde{u} = \frac{\tilde{u}^*}{u_1^*}, \quad \tilde{v} = \frac{\tilde{v}^*}{u_1^*}, \quad \tilde{w} = \frac{\tilde{w}^*}{u_1^*}, \quad x = \frac{x^*}{h_1^*}, \quad y = \frac{y^*}{h_1^*}, \quad z = \frac{z^*}{h_1^*},$$
$$Re_{1h} = \frac{u_1^* h_1^*}{\nu^*}, \quad \varepsilon = \frac{\varepsilon^* h_1^*}{u_1^{*3}}, \quad \nu_t = \frac{\nu_t^*}{u_1^* h_1^*}, \quad \psi = \frac{\psi^*}{u_1^* h_1^*}, \quad \omega = \frac{\omega^* h_1^*}{u_1^*} \quad (1)$$

ここに、 k : 乱流エネルギー、式(8) ; \tilde{p} : 圧力 ; $\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}$: x, y, z 軸方向の速度成分 ; x, y, z : 座標軸 ; Re_{1h} : レイノルズ数 ; ε : 乱流エネルギーの逸散、式(9) ; ν_t : 渦動粘度^[1], ϕ : 流れ関数 ; ω : 渦度である。

2.2 運動方程式と連続の式

乱流は本来三次元的な性質を有するから、二次元管路を仮定しても流れを支配する基礎方程式は、 x, y および z 軸方向に対する Navier-Stokes の方程式

$$\tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} + \tilde{w} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + \frac{1}{Re_{1h}} \left(\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial z^2} \right) \quad (2)$$

$$\tilde{u} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} + \tilde{w} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} + \frac{1}{Re_{1h}} \left(\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial z^2} \right) \quad (3)$$

$$\tilde{u} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} + \tilde{w} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} + \frac{1}{Re_{1h}} \left(\frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial z^2} \right) \quad (4)$$

および連続の式

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

を考える必要がある。

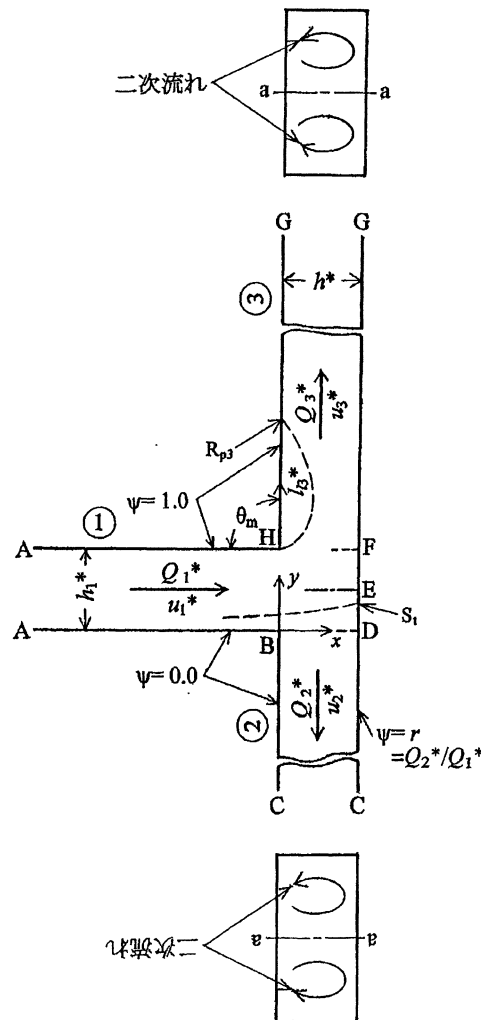


図 1 流れと座標系（二次流れの回転方向は上流から下流に向かって見た場合）

流れが乱流の場合には、流れの速度と圧力を以下のように時間平均値と変動値（“'” を付与してこれを示す）に分けて表す。

$$\tilde{u} = u + u', \tilde{v} = v + v', \tilde{w} = w + w', \tilde{p} = p + p' \quad (6)$$

また、流れを二次元と仮定すると、次式が成立する^[2]。

$$w=0, \quad \frac{\partial}{\partial z} = 0, \quad \overline{u'w'} = \overline{v'w'} = 0 \quad (7)$$

ただし、 $\bar{}$ は時間平均値を表すものとする。

ここで、乱流エネルギー k を式(8)のように定義し、また、その逸散 ε は式(9)で近似できるものとする。

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (8)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{Re_{1h}} \left\{ \left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w'}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad (9)$$

さらに、数値解析を行うのに便利のように、流れの平均速度に対する流れ関数 ψ と渦度 ω を導入すれば、式(10)および式(11)の関係がある。

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (10)$$

$$-\omega = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \quad (11)$$

数値計算を実行するには渦度 ω の輸送方程式、乱流エネルギー k の輸送方程式および乱流エネルギー ε の輸送方程式などの関係式が必要であるが、これらについては前報^[1]を参照されたい。

2.3 基礎方程式の差分化と境界条件

数値計算の実行に際し、流れの場を不均等格子で分割し、基礎方程式を積分することによって得られる差分近似式を用いる。Navier-Stokes の方程式中に含まれる非線形項に関しては、風上差分法を用いてこれを近似する^[1]。

計算を実施する際の境界条件は、図1に示す分岐管上流端 AA における速度分布は二次元 1/7 乗則に従うものとする。流れ関数 ψ の値は、壁面 ABC 上において 0.0、壁面 CG 上で π 、壁面 GHA 上で 1.0 とし、速度はすべての壁面上で 0.0 とする。壁面近傍における渦度は、壁面に垂直な方向に対して直線的に変化するものとする。分岐部下流端 CC および GG における流れの状態は、指定しないで計算結果から定める、などの条件の下に解く。計算は ψ , ω , k および ε の格子点ごとの値が一定の条件を満たしたとき、収束したものとみなした^[1]。

2.4 数値計算の結果

(1) 数値計算における流動条件

計算を行うに際し、異なる断面積比 m を有する分岐管内流れに及ぼすレイノルズ数 Re_{1h} と流量比 Q_3^*/Q_1^* の影響を知るため、これらの値を種々に変えた。すなわち、 m の値を 1.0, 1.5 および 2.0 に変え、 Re_{1h} の値を 5.0×10^3 , 1.0×10^4 , 2.0×10^4 , 3.75×10^4 および 7.5×10^4 に変化させるとともに、 Q_3^*/Q_1^* の値を 0.0 から 1.0 まで 0.1 おきに変化させた^[1]。

なお、対向型分岐管で θ_m が 90° の場合、支管は本管に対して対称に配置されているので、支管内の流動を検討する際はどちらか一方の支管を対象にすれば十分である。ここでは前報^[1]におけると同様、これ以後、支管③におけるものを対象とする。

(2) 数値計算の結果

前報^[1]において、 m の値が 1.0, 1.5 および 2.0 について、流動条件が変化する場合の流線と管軸方向の速度分布の様相および支管壁面に沿う剥離長さやせき止め点との関係について示した。図 2(a) は、 $m=1.0$ における時

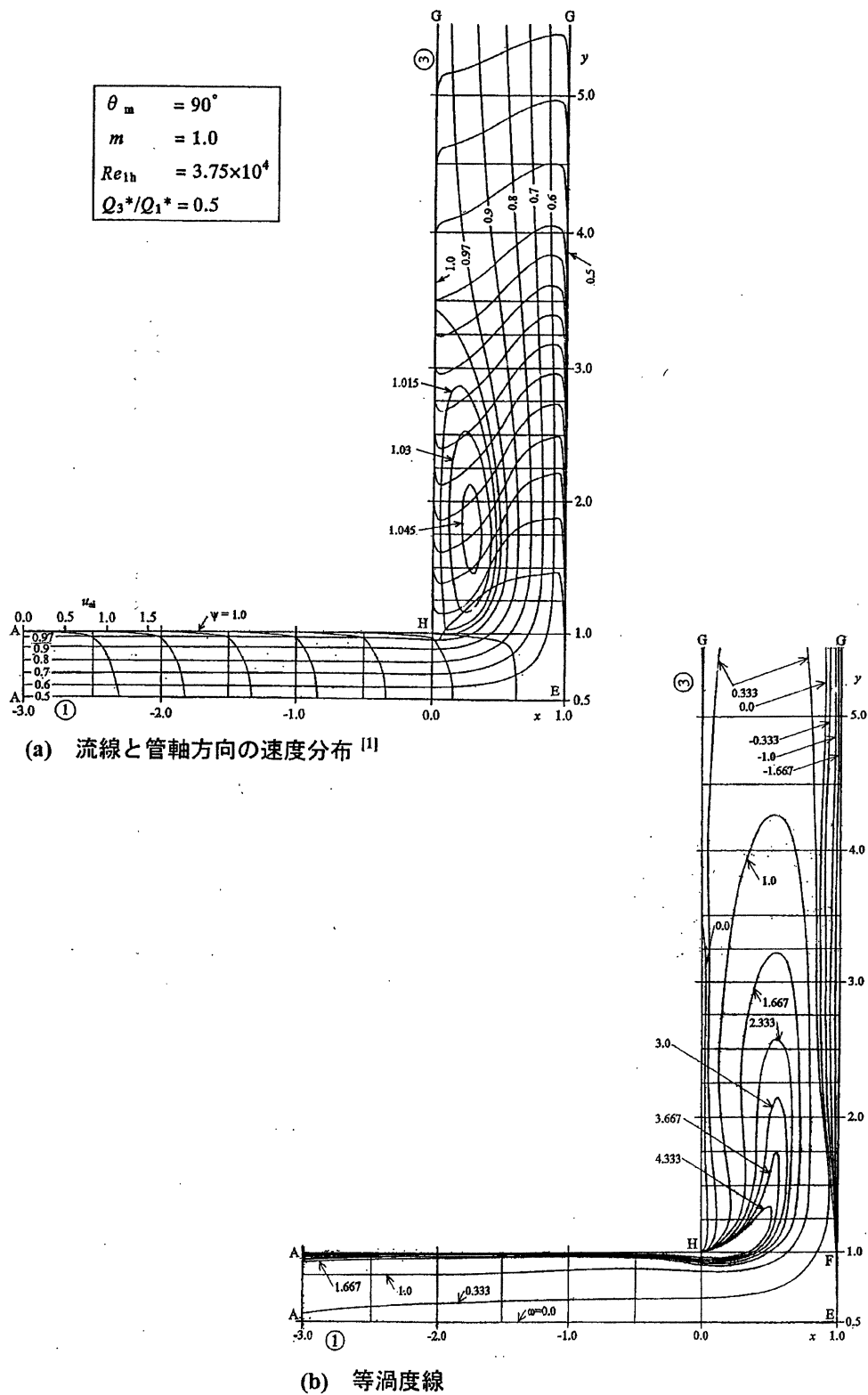


図 2 数値計算結果の例 ($m=1.0$ の場合)

間的平均流に対する流線と管軸方向に沿う速度 u_{ai} の計算結果例^[1]である。図 2(b) は、渦度 ω の計算結果例を示

す。一般に、工学上重要な屈折または分岐する管路における乱流における総エネルギー損失 DE_{tot} は、平均流に基づく損失 DE_m と乱流エネルギーの逸散に基づく損失 DE_t の和、 $DE_{tot}=DE_m+DE_t$ として表される^{[8],[9]}。その場合、管路全体を通しての損失の最大値は、屈折管の場合は内側屈折点^[4]、また、分岐管の場合は本・支管接合部からの過度 ω の放出が著しい部分にある^{[6],[7]}。図 2(b)は、対向型分岐管においても、大きい過度の放出が生ずる本・支管接合部 B または H (図 1 を参照されたい) に丸みを付与して流れの過大な剥離を防ぎ、大きな過度 ω の放出を抑制することがエネルギー損失の少ない形状として合理的で望ましいことを数値計算結果が示している。

図 2(a)および(b)からも、流れが分岐することによる影響は、一般に、 m 、 Re_{th} および Q_3^*/Q_1^* の値にかかわらず、分岐前の本管よりも分岐後の支管において大きく現れることが観察される。

図 7 に示されるように、計算範囲においては、本研究で対象とした m の異なる 3 つの管路の総ての流動条件において、本・支管接合部 H から流れが剥離することが認められた。その点 H から再付着点 R_{p3} までの支管壁面に沿う長さを本管の管路幅で無次元化した値 l_{s13}^*/h_1^* は、図 7 に示されるように、3 種類の断面積比 m を有するそれぞれの管路において、 Re_{th} および Q_3^*/Q_1^* の値の影響を受けることが分かった^[1]。さらに、計算範囲全体を通して、支管内における剥離長さ l_{s13}^*/h_1^* は、一般に、 Re_{th} が大きく、かつ m と Q_3^*/Q_1^* の値が小さい場合ほど大きくなる傾向があることが分かる。

図 8 に示されるように、せき止め点 S_t の無次元化された座標 y_{st}^*/h_1^* は、流量比 Q_3^*/Q_1^* の値が 0.5 の場合においては m と Re_{th} の値に関わらずその座標はほぼ 0.5 となるが、一般に、 m と Re_{th} および Q_3^*/Q_1^* により変化する。 y_{st}^*/h_1^* の値は Q_3^*/Q_1^* の値が 0.5 に関して、 $0.0 \leq Q_3^*/Q_1^* \leq 0.5$ と $0.5 \leq Q_3^*/Q_1^* \leq 1.0$ の範囲の値が点対称をなすが、 Re_{th} 、 m および Q_3^*/Q_1^* の値による影響は、 l_{s13}^*/h_1^* の場合に比較すると小さい。

なお、変動成分に関わる諸量の計算結果を示すには大量の紙幅を要するので、次報以下において示すことにする。

3 流動様相観察実験

3.1 実験装置および実験方法

実際の分岐管路内の流動様相を調査するため、分岐管路を製作して実験を行った。供試分岐管本体は、数値解析で対象とした分岐管と同一の分岐角度 θ_m および断面積比 m を有し、横断面の形状が長方形をなす。透明アクリル樹脂平板 (厚さ 10mm) を加工したものをを用いたので、外部から容易に流動様相を観察することができる。同時に、写真撮影により記録することができる。図 3 に供試分岐管路の分岐部近傍の概観を示す。表 1 に供試分岐管と管路の諸元を示す。管路の基本構成は、通常型分岐管における場合^[2]と同様である。すなわち、オーバフロー構造を有する下部水槽には、常に新しい水が補給されるので水位が一定に保たれ、水温もほぼ一定である。下部水槽から渦巻きポンプにより吸い込まれた水は、ポンプ吐き出し口に設けられた 2 個の流量調整弁により本管①におけるレイノルズ数 Re_{th} に一致するように水量を調整し、また、流量比 Q_3^*/Q_1^* は支管②および③の吐出口に設けたそれぞれ 2 個の流量調整弁により調整した。ここで、各管路にそれぞれ 2 個の流量調整弁を設けた理由は、粗調整と微調整を容易に行うためである。流量測定は体積法により行った。

水平に設置された本管管路①に流入直後の流れの速度分布は、ほぼ $1/7$ 乗則に従うことが確認されている^[2]。水温は下部水槽において測定され、本管におけるレイノルズ数 Re_{th} を定めた。なお、 Re_{th} および Q_3^*/Q_1^* は数値解析における同一の値を設定し、次の条件を満たすとき、設定値にあるものとした。すなわち、 Re_{th} の値は $(5.0 \pm 0.1) \times 10^3$ のとき 5×10^3 、 $(1.0 \pm 0.02) \times 10^4$ のとき 1.0×10^4 、 $(2.0 \pm 0.04) \times 10^4$ のとき 2.0×10^4 および $(3.75 \pm 0.075) \times 10^4$ のとき 3.75×10^4 とみなした。ただし、 Re_{th} が 7.5×10^4 の場合は、実験装置の能力上測定が困難であった。 Q_3^*/Q_1^* の値は、0.0 から 1.0 まで 0.1 おきに変化させたが、0.0 と 1.0 を除き、それぞれの設定値に対して ± 0.01 の範囲におさまるように調整した。

流れを可視化するためにアルミニウム粉末を水に混入した。分岐部の流動様相は、ハロゲンランプ (出力 500W) または水銀灯 (出力 1kW) からの光を幅 1mm から 3mm 程度のスリットを通して光のシートを形成させて管路の側面に垂直に照射し、主として図 3 に示す管軸を含む a-a 断面の位置における流れを観察・記録するとともに、分岐管本体に垂直に設置されたカメラにより撮影して記録した。つまり、流れの方向とスリット光線の照射方向および流れを観察する方向は、相互に直交する。なお、a-a 断面以外にも照明装置をそれより 8.3mm ずつ移行させた b-b、b'-b' および c-c、c'-c' 断面においても観察を行った。

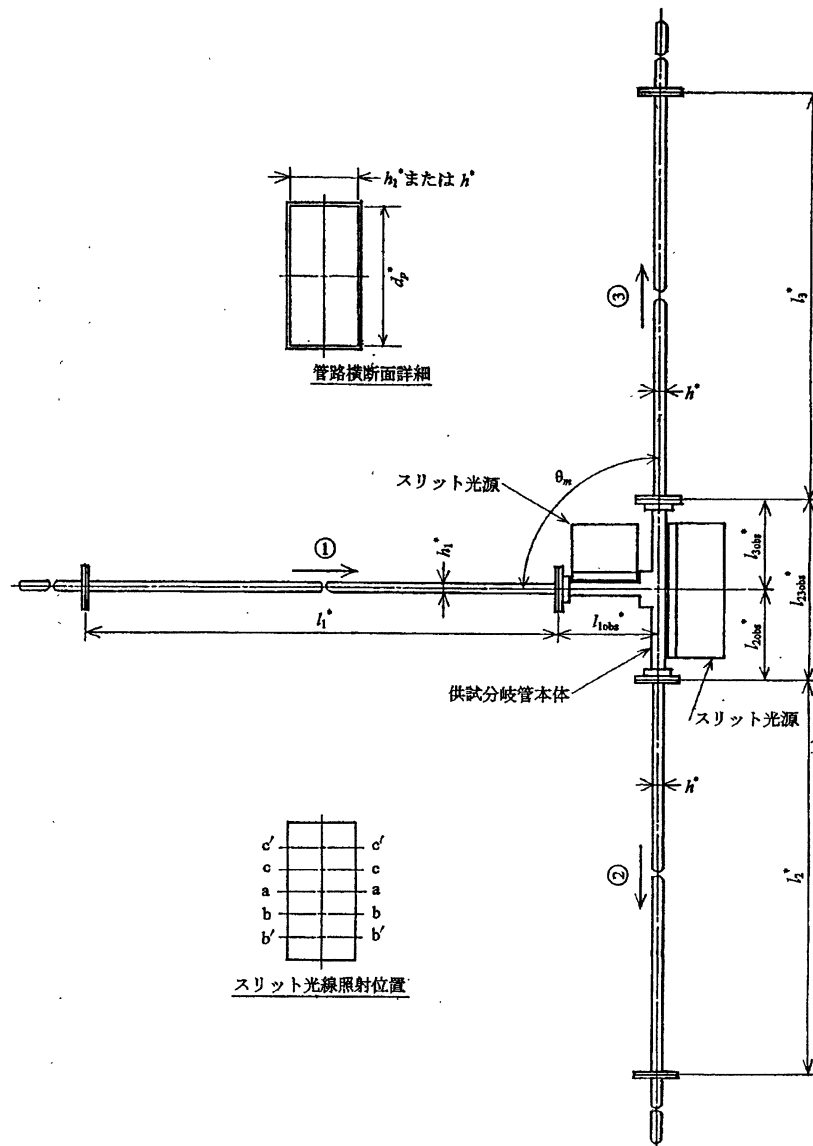


図 3 供試管路の分岐部近傍における概観 ($m=1.0$ の場合)

表 1 供試分岐管路の諸元

θ_m	m	h_1^*	h^*	d_p^*	ar_1	ar	l_{1obs}^*	l_{23obs}^*	l_1^*	l_2^*	l_3^*
90°	1.0	25	25	50	2.0	2.0	282.5	530	1490	2400	2400
	1.5	25	16.67	50	2.0	3.0	278.4	610	1490	1840	1840
	2.0	25	12.5	50	2.0	4.0	276.3	610	1490	1840	1840

注 1) $h_2^* = h_3^* = h^*$, $d_p^* = 50$, $ar_1 = d_p^* / h_1^*$ および $ar = d_p^* / h^*$ である。

注 2) $l_{23obs}^* = 2l_{2obs}^* = 2l_{3obs}^*$ である。

ここで、表 1 に示す供試管路の縦横比 ar (Aspect ratio: 管路奥行き幅に対する比) は、単に数値計算の結

果と実験結果の一致性を追求するだけならば可能な限りこれを大きくとり、管軸を含むa-a断面における実験結果と計算結果を比較すれば、両者の一致性は向上するものと推定される。通常、単に実験結果との一致性を追及する場合には、実際の流れを二次元の状態に近づけるため縦横比の値は10程度とし、管軸を含む平面における実験結果をもって流れ場の条件を二次元流とみなすことが多い。しかし、その管路形状を対向型分岐管に当てはめれば、断面形状が対向型分岐管で奥行きが極めて大きいいわば深い溝（Channel）のような管路となり実用的ではない。ここでは、従来どおり^{[5]、[6]}計算結果と実験結果の一致性の追求ではなく、普通に使用される程度の縦横比を有する二次元的管路における実験結果と二次元管路に対する計算結果との比較を試みた。

なお、分岐管路の場合、本管におけるレイノルズ数に

$$Re_{1m} = 4m_1 u / \nu$$

が用いられることがある。ただし、 m_1 は本管における流体平均深さである。本報告で用いた本管上流の幅 h_1^* を基準としたレイノルズ数 Re_{1h} との間に

$$Re_{1m} = (4/3) Re_{1h}$$

の関係があることに注意する必要がある。

3.2 実験結果

前述の方法により対向型分岐管内の流動様相観察実験により記録した結果の一部を、図4から6までに示す。

撮影条件として、シャッター速度は Re_{1h} が 3.75×10^4 において1/250s、 2.0×10^4 において1/125s、 1.0×10^4 において1/60s、 5.0×10^3 において1/30sであり、絞りには Re_{1h} が 5.0×10^3 のとき5.6である以外、他の Re_{1h} においてはいずれも3.5である。

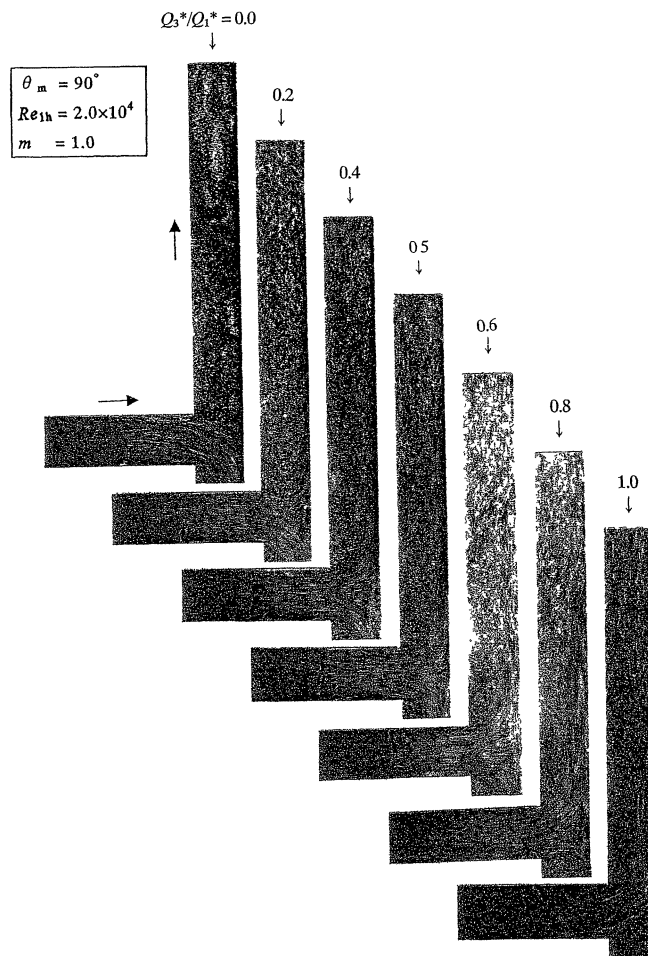


図4 流量比の変化による流動様相の変化の例

観察された主な結果を記せば、次のとおりである。

- 1) 実験範囲内においては、流れが分岐することによる影響は、本管上流側へはほとんど及ばないものと観察される。ただし、支管内においては、図1に回転方向を示すような、対向型分岐管特有の一对の二次流れが存在し、 Re_{1h} および Q_3^*/Q_1^* が大きくなるにつれてその強さが増し、流れはきわめて複雑な三次元流の様相を呈する。
- 2) m 、 Re_{1h} および Q_3^*/Q_1^* の値にかかわらず、b-b、b'-b'、c-cおよびc'-c'断面における流れはa-a断面に関して対称的であり、a-a断面における流れは二次元的に流動するものとみなされる。また、 Q_3^*/Q_1^* が0.0の場合には、図4にも見られるように、本管上流からの流れの一部は Re_{1h} の値にかかわらず常に締め切られた支管③へ流入し、そこで複雑な渦運動を行ったのち支管②へ流出する。
- 3) 本管①から支管③へ流入する流れは、 m 、 Re_{1h} および Q_3^*/Q_1^* の値に応じて本・支管接合部Hから剥離し、壁面HG上に再付着するものと観察される。 Re_{1h} が増加して二次流れの影響が強くなると剥離した流れは単純には再付着しないが、本報で用いた実験方法では詳細にこれを観察することは困難である。 Q_3^*/Q_1^* の値が小さい場合、剥離した支管③における剥離流線は、計算結果^[1]にも見られたように、図1の点HとFを結ぶ線分よりも支管②の側へ膨らむようになるが、実験においても同様のことが観察される。
- 4) せき止め点は二次流れの発生に深く関わり、一般に、 m 、 Re_{1h} および Q_3^*/Q_1^* の値によりその位置を変えるが、総じて支管内剥離長さの場合に比較してその位置の変化は小さい。

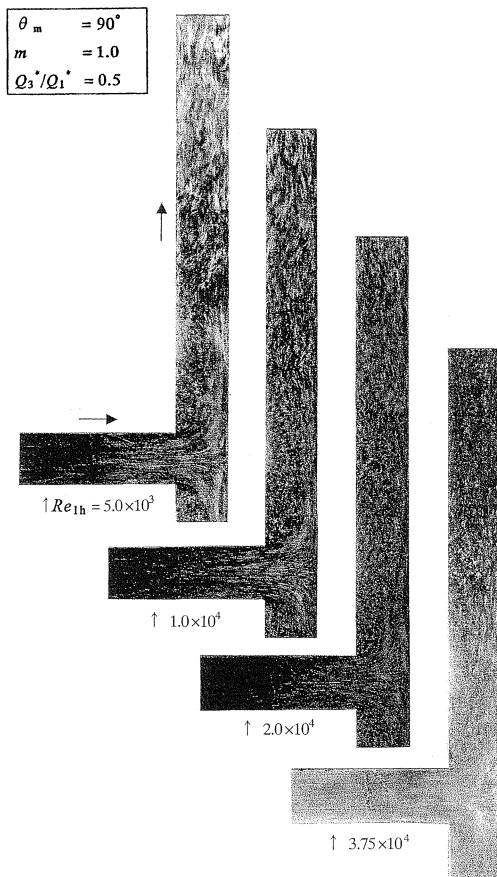


図5 レイノルズ数の変化による流動様相の変化の例

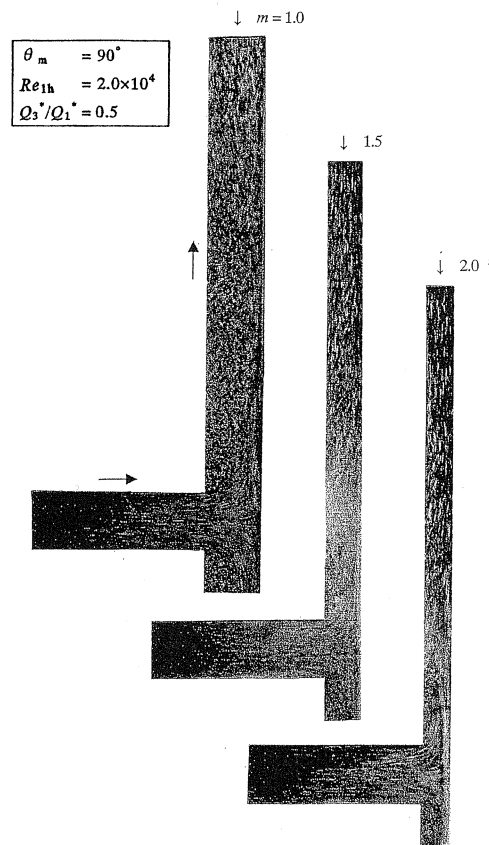


図6 面積比の変化による流動様相の変化の例

4 計算結果と実験結果との比較および考察

対向型分岐管内流れを特徴づける代表的な値として、図7と8に示す支管内剥離長さおよびせき止め点と流量比との関係について数値計算結果と実験結果を比較・考察する。

4.1 支管内剥離領域の支管壁面に沿う長さについて

図7に支管内剥離領域の支管壁面に沿う無次元化した長さ l_{S13}^*/h_1^* と流量比 Q_3^*/Q_1^* についての計算^[1]と実験による結果を示す。3種類の面積比 m に対する結果をレイノルズ数 Re_{1h} をパラメータとして示してある。

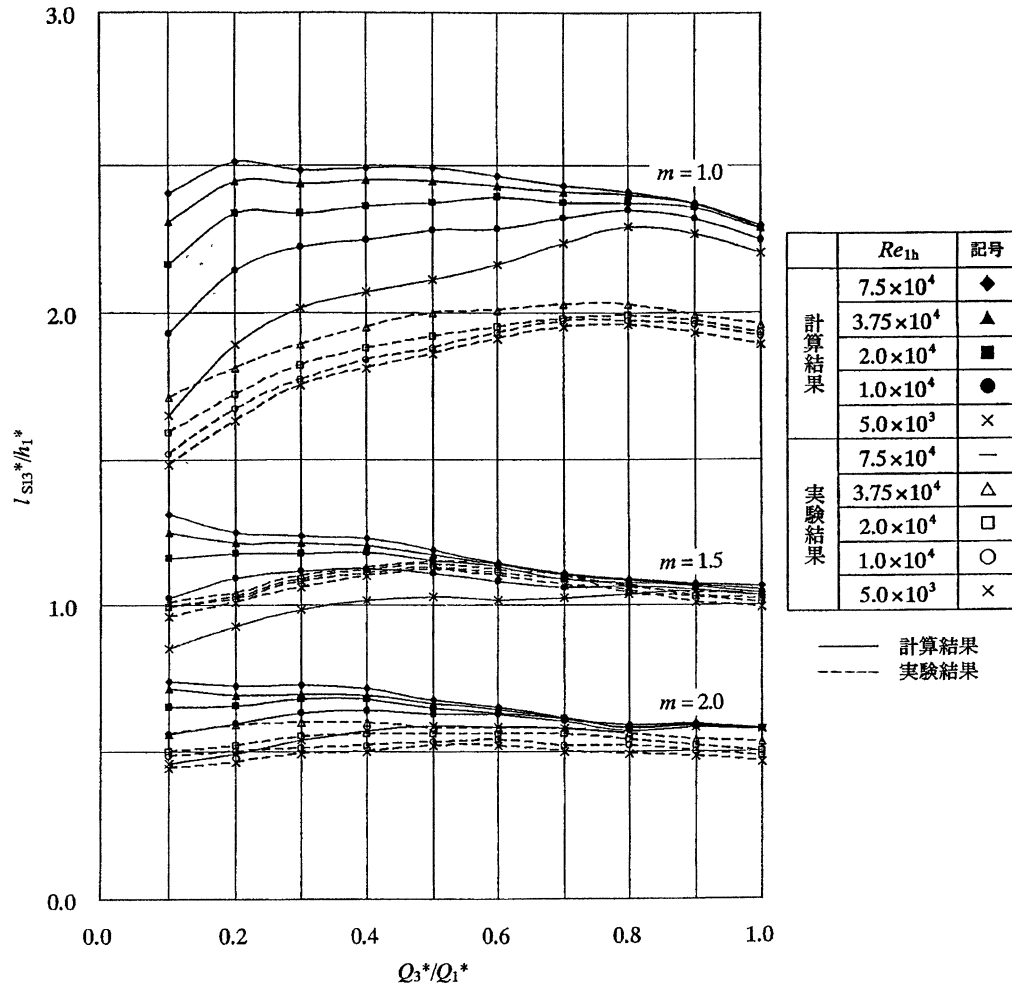


図7 支管内剥離長さに対する計算結果^[1]と実験結果

まず、図7を全般的に見て、いずれの断面積比 m に対する計算と実験の結果は、各 Re_{1h} に対する計算と実験による結果に定性的に一致している。

計算結果と実験結果の定量的な一致という観点からみれば、断面積比 m の増加とともに一致の程度が上昇する傾向がある。本実験結果においては、一致の程度からのみいえば、 $m=1.5$ の場合がもっとも良好である。 m の値が1.5および2.0の場合、支管内の流れと数値計算結果が比較的良好に一致するのは、表1に見られるように、支管管路における縦横比 ar が本管管路における値 ar_1 より大きくなり、それだけ実験における本・支管軸を含む平面近傍の流れが二次元流の状態に近づくためである。

$m=1.0$ の場合において、計算結果と実験結果による差異が大きいのは、前述のごとく、供試分岐管の支管における縦横比 ar が小さく、実際の流れの三次元性が強いいため、計算の条件である二次元の仮定からの隔たりが大きいことを示している。先に述べたように単に計算結果と実験結果の一致性を追及するのであれば、供試分岐管の奥行き寸法（表1中に示す d_p^* の値）を十分大きくとれば、一致性はさらに向上するであろう。ただし、そのような分岐管路が実際に用いられることは稀である。

実際の流れが複雑な三次元の乱流であることを考慮すると、 $k-\varepsilon$ 二方程式モデルによる数値解析は有効であると考えられる。ただし、計算上の流れは二次元流であり、実際の流れは三次元流であることを常にわきまえてお

く必要がある。再付着点に関しては、動脈内の血液の流動に関し、剥離領域内の血管壁に対する栄養源の補給とともに再付着点近傍に病理的異変が生じやすい^{[7], [8]}との報告があるので、特に留意しておく必要がある。

なお、一般に、流れが乱流で、かつ、管路の縦横比が実用的な範囲にある場合、例えば、断面積比 m と流量比 Q_3^*/Q_1^* が小さい値をとるときは、本・支管接合面から生ずる流れの顕著な剥離と支管内における強力な二次流れの影響により、数値解析結果と実際の流れとの間に差異が生じることがあるので注意する必要がある。

4.2 せき止め点について

図8に、無次元化したせき止め点 y_S^*/h_1^* と流量比 Q_3^*/Q_1^* に対する計算^[1]と実験の結果を示す。パラメー

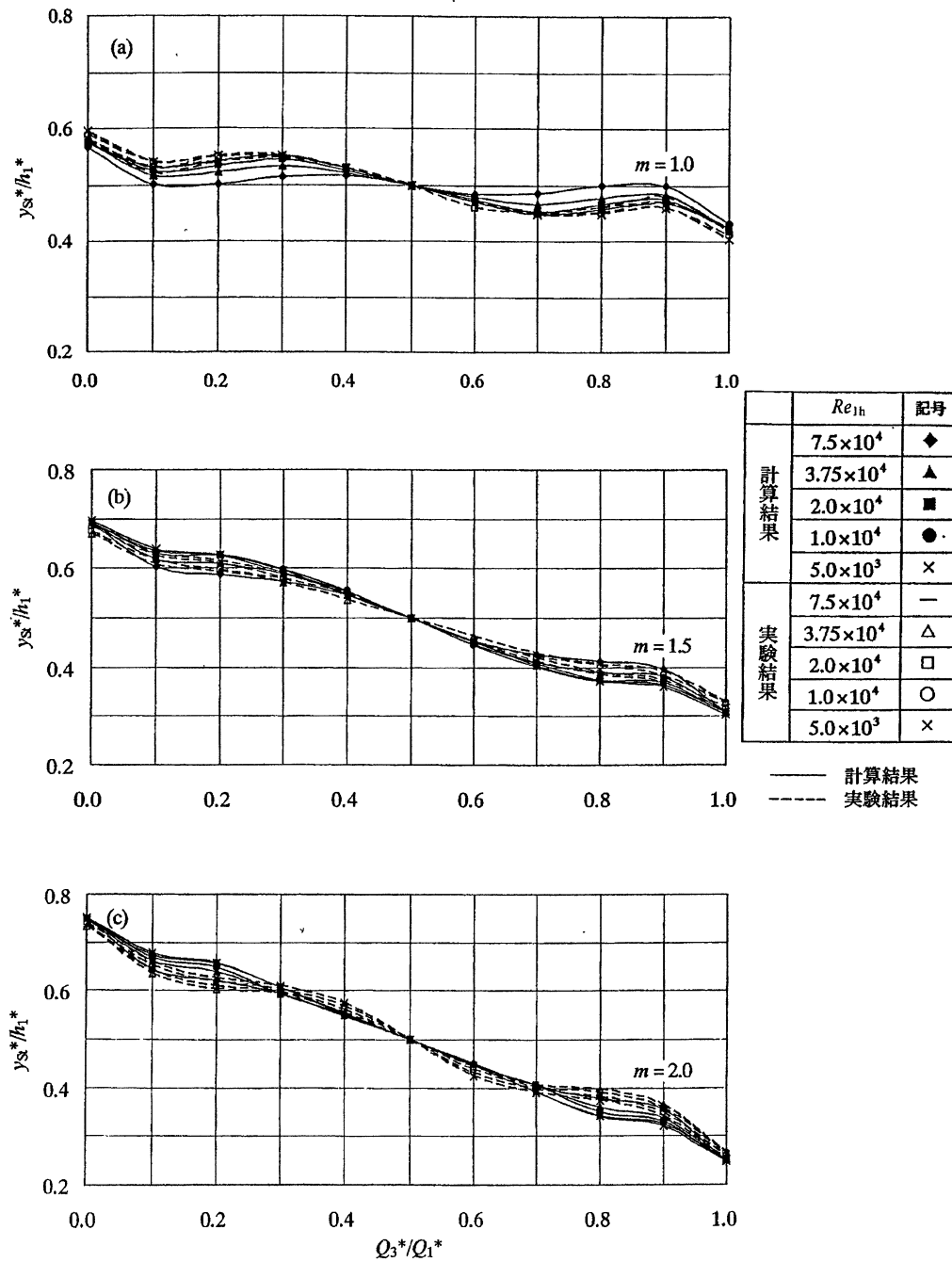


図8 せき止め点に対する計算結果^[1]と実験結果

タなどは、図7に示す支管内剥離長さの場合と同様に取って示してある。

各 m 毎の計算と実験の結果は、 Q_3^*/Q_1^* が 0.0 または 1.0 の近傍にあるとき以外はほぼ一致した値を示す。

このような様相を示す理由として、支管内における流れの剥離とせき止め点は支管内に生ずる二次流れより上流側にあり、また、流動様相を観察した a-a 断面内の流れは二次元的に流動するためと考えられる。

なお、前報^[1]において指摘したように、数値解析の結果によれば、せき止め点の座標 y_{st}^*/h_1^* は、 $0.0 \leq Q_3^*/Q_1^* \leq 0.5$ と $0.5 \leq Q_3^*/Q_1^* \leq 1.0$ の範囲の値が $Q_3^*/Q_1^* = 0.5$ の点に関して点対称となるが、実験結果においてもこのことが成立している。

5 結言

前報^[1]において、乱流における対向型分岐管内の流動機構を明らかにするため、分岐角度 θ_m が 90° で断面積比 m が 1.0、1.5 および 2.0 の場合に対し、乱流エネルギー k と乱流エネルギーの逸散率 ε に注目した k - ε 二方程式モデルを用いて数値解析を行った。対象とした分岐管の形状は本管と支管の接合部が鋭い角をなす基本形状を有し、本管と支管に接続されるまっすぐな管路は十分な長さを有する単一分岐管である。本管上流におけるレイノルズ数 Re_{lh} を 5.0×10^3 、 1.0×10^4 、 2.0×10^4 、 3.75×10^4 および 7.5×10^4 に変化させるとともに、支管③における流量と全流量の比 Q_3^*/Q_1^* を 0.0 から 1.0 まで 0.1 おきに变化させて計算を行った。

本報においては、数値解析結果と実際の流動様相を比較するため、まず、数値解析で対象とした分岐管と同一の幾何学的形状を有し断面形状が長方形であるような二次元的管路を製作して実験を行い、主として本・支管軸を含む a-a 断面の流動様相を観察した。次に、実験結果と数値解析結果を比較・考察した。なお、実験においては、装置の能力の関係から、 Re_{lh} の上限は 3.75×10^4 とした。

得られた結果を要約すれば次のとおりである。

- (1) 数値解析の結果と同様、実際の管路においても流れが分岐する影響は本管内におけるよりも支管内において大きく現れる。
- (2) 本管上流からの流れは、本・支管接合部から剥離して支管壁面上に再付着するが、支管壁面に沿う剥離長さ l_{s13}^*/h_1^* は、 m 、 Re_{lh} と Q_3^*/Q_1^* の影響を受ける。図7に見られるように、 $m=1.5$ において実験結果と数値解析結果が比較的近い値となっているが、一般に、両者の結果には差異がある。特に、 $m=1.0$ の場合にその傾向が顕著である。その理由は、 m が小さい場合ほど支管の縦横比が小さくそこにおける流れが三次元的性格を帯びやすく、剥離と二次流れが顕著になるためと考えられる。
支管内において剥離した流れが収縮する程度を観察することは、本実験方法では困難であるが、 m が小さい場合、本・支管接合面から生ずる支管③における剥離流線は、図1に示す本管壁面 AH の延長と支管壁面との交点 F を超えてもう一方の支管②の側へ膨らみ、計算結果と同様の傾向を示す。
- (3) 分岐管内流れのせき止め点の座標 y_{st}^*/h_1^* は、数値解析結果においては、図8に見られるように、 m 、 Re_{lh} と Q_3^*/Q_1^* の影響を受ける。 m と Re_{lh} が一定の値をとるとき、その値は Q_3^*/Q_1^* の変化に対し、 Q_3^*/Q_1^* が 0.5 より大きい範囲の値と 0.5 より小さい範囲の値は、 Q_3^*/Q_1^* が 0.5 の点に対して点対称をなすように分布する。一方、実験結果における y_{st}^*/h_1^* の値は、図8に見られるように、定量的にも数値解析結果とほぼ同等の値を示す。せき止め点は分岐管内流れを特徴づける二次流れの発生に密接に関連するが、管軸を含む a-a 断面付近ではいまだその影響が小さいものと考えられる。
- (4) 二次元の 90° 対向型分岐管内流れに k - ε 二方程式モデルを適用して数値解析を行う場合、特に面積比 m が小さい場合、実際の分岐管の支管内流れには剥離や二次流れなどの影響が含まれるので、その結果を利用するに際しては注意する必要がある。ただし、その傾向さえわきまえておけば、数値解析による計算結果から、実際の流れの様相を知ることが可能である。

おわりに、数値計算に協力された藤井清美氏に感謝いたします。

引用文献

- [1] 嵩 哲夫, 大久保由美子, 小林美幸, “乱流における 90° 対向型分岐管内の流動機構 (数値解析に基づく流動様相について)”, 清泉女学院大学人間学部研究紀要, 第4号, (Mar., 2007), pp.1-17.

- [2] 山口克人, “室内気流分布に関する研究 (大阪大学学位論文),” (June, 1979) .
- [3] 嵩 哲夫, 藤井清美, “屈折管内の流れに関する研究 (第7報, 乱流における流動機構の数値的研究),” 空気調和・衛生工学会論文集, No. 21, (Feb., 1983) pp.43-54.
- [4] 嵩 哲夫, 宮崎 清, “主管・枝管接合面に丸みを有する分岐管内の流れ,” 空気調和・衛生工学会論文集, No.2, (Oct., 1976), pp.91-101.
- [5] Suu, T. and Fujii, K., “Dividing Flow Mechanisms in Pipe Junctions (Part 9—Flow Mechanism in Turbulent Flow),” Trans. SHASE, No.25, (Jun., 1984), pp.9-27.
- [6] Suu, T. and Fujii, K., “Dividing Flow Mechanisms in Pipe Junctions (Part 10—Flow Pattern in Pipe Junction with Roundness at Lateral Entrance in Turbulent Flow)”, Trans. SHASE, No.26, (Oct., 1984), pp.39-49.
- [7] Suu, T. and Fujii, K., “Dividing Flow Mechanisms in Pipe Junctions (Part 11—Numerical Study on Flow Mechanism in Pipe Junction with Roundness at Lateral Entrance in Turbulent Flow)”, Trans. SHASE, No.27, (Feb., 1985), pp.1-12.
- [8] 山口隆平, 西田正浩, 中矢信久, “直角分岐流れの壁せん断応力に対する枝管形状および流動形態の影響,” 日本機械学会論文集 (B編), 60-569, (1994-19), pp56-62.
- [9] 藤井 亀, 山口隆平, 糸賀亨, 片岡則之, 山本徳則, 劉浩, 梶谷文彦, “血流病変好発部位である分岐部を模擬した流路モデルにおける流体力学的構造,” 日本機械学会論文集 (B編), 70-686, (2004-8), pp.2051-2056.

(受付日: 2008 年 1 月 25 日)

SUMMARY

In the previous report^[1], to investigate the turbulent flow mechanism in a miter-tee, the flow pattern in a two-dimensional miter-tee was numerically analyzed using a turbulence model, including two different equations, one for kinetic energy of turbulence, k , and the other for its dissipation rate, ε .

In the report, to investigate the turbulent flow mechanism in the real miter-tee, the experiments were made using in the same geometrical and flow conditions as the computational conditions. The flow patterns were mainly observed in the a-a section which was the section containing the axes of the main and the lateral conduits. The upper limit of the Reynolds number Re_{1h} was equal to 3.75×10^4 due to the capacity of the experimental apparatus.

The results obtained are summarized as follows:

- (1) In the real flow, the effects due to the flow branching in the lateral conduits are stronger than those in the main conduit.
- (2) In the experimental conditions, the flow from the main to the lateral conduits always separates from the lateral entrance and then reattaches on the walls of the lateral conduit. Generally, the length of the separation region along the lateral conduit normalized by the width of the main conduit l_{s13}^*/h_1^* is influenced by m , Re_{1h} and Q_3^*/Q_1^* . Although the computational results are larger than the experimental ones for all values of Re_{1h} and Q_3^*/Q_1^* when m is equal to 1.0, the computational and experimental values for m is equal to 1.5 and 2.0 are almost equal. The reason is considered to be as follows: when m is large, the aspect ratio in the lateral conduit is large, so the flow in the lateral conduits approaches the two-dimensional flow.
- (3) Moreover, in the experimental results, the stagnation points y_{st}^*/h_1^* that exists in the the ranges of $0.0 \leq Q_3^*/Q_1^* \leq 0.5$ and $0.5 \leq Q_3^*/Q_1^* \leq 1.0$ shows the point of symmetry for $Q_3^*/Q_1^*=0.5$. The computational and experimental values coincide fairly well.
- (4) It should be noted that the computational results obtained by the two-dimensional k - ε model apply to the real flow when m is small because of the remarkable existence of the separation flow and the secondary flow in the lateral conduit.